O ZJAWISKU TĘCZY BEZBARWNEJ

(BIAŁEJ).

Napisał

LUDWIK BIRKENMAJER.

(Z trzema rycinami w tekscie).

Odbitka z „Kosmosu“.

We Lwowie 1877.

Nakładem polskiego Towarzystwa przyrodników im. Kopernika.

Z I. Związkowej Drukarni we Lwowie.




Biblioteka Jagiellońska
1003074130

O zjawisku tęczy bezbarwnéj (białéj)

napisał

Ludwik Birkenmajer.

(Z trzema rycinami w tekscie.)

Powszechnie przypisują zjawisko tęczy bezbarwnéj łamaniu się promieni światła słonecznego w dętkach deszczowych wypełnionych powietrzem; dotychczas wszelako, o ile mi wiadomo, nie uzasadniono rachunkiem tego przypuszczenia[1]. Ta okoliczność skłoniła mię, iż wychodząc z powyższego założenia, postanowiłem zbadać drogę promieni światła słonecznego w dętkach deszczowych wypełnionych powietrzem; a ta analiza wykazała, iż wspomniana hypoteza, przynajmniéj w zrozumieniu jéj dotąd podawaném, nie zupełnie jest słuszną.

Już z góry możemy przewidzieć, że bezbarwna tęcza nie może powstać li tylko z przepuszczonego światła słonecznego, ale i z odbitego (podobnie jak barwna tęcza), że zatém może ona się zjawić tylko po stronie przeciwległéj słońca. W przeciwnym razie bowiem byłaby tęcza rzuconą na tło chmur jaśniejsze od niéj, w skutek czego nie byłaby widzialną.

[1]) Bravais przyjmując tę hypotezę tłómaczy to zjawisko zanikaniem promieni większéj łamliwości przez wnikanie ich w wydrążenie dętki, tak że tylko promienie mniejszéj łamliwości opuszczają prawidłowo dętkę. Tłómaczenie to nie może być zaspokajającém, gdyż podług tego powstałaby raczéj barwna tęcza w któréj barwy fiołkowa i granatowa brakują aniżeli bezbarwna. Widocznie bowiem dętka deszczowa zachowuje się względem promieni mniejszéj łamliwości zupełnie tak samo jak pełna kropla deszczowa.

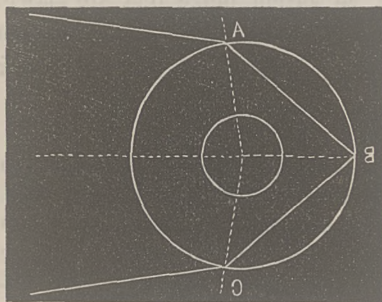
Oznaczywszy przez K i k symbolicznie powierzchnią większéj i mniejszéj kuli ograniczającéj z zewnątrz i wewnątrz warstewkę wody w dętce deszczowéj, spostrzeżemy łatwo, iż jakąkolwiek byłaby droga promienia światła w dętce, zawsze musi on być przynajmniéj

2 razy załamanym przy K (przy wejściu w K i przy wyjściu z K)
2 „ „ „ k („ „ w k i „ „ z k)
1 raz odbitym przy K lub k.

Pewna część promieni światła słonecznego ulegać może większéj ilości załamań już to przy K, już przy k, jakotéż większéj ilości odbić bądź to przy K, bądź przy k, ponieważ jednak za każdém załamaniem lub odbiciem osłabia się wrażenie światła, przeto należy zwrócić uwagę tylko na powyżéj wspomniane promienie światła podległe najmniejszéj liczbie załamań i odbić.

Droga promieni światła słonecznego w dętce deszczowéj może być przedstawioną następującym szematem.

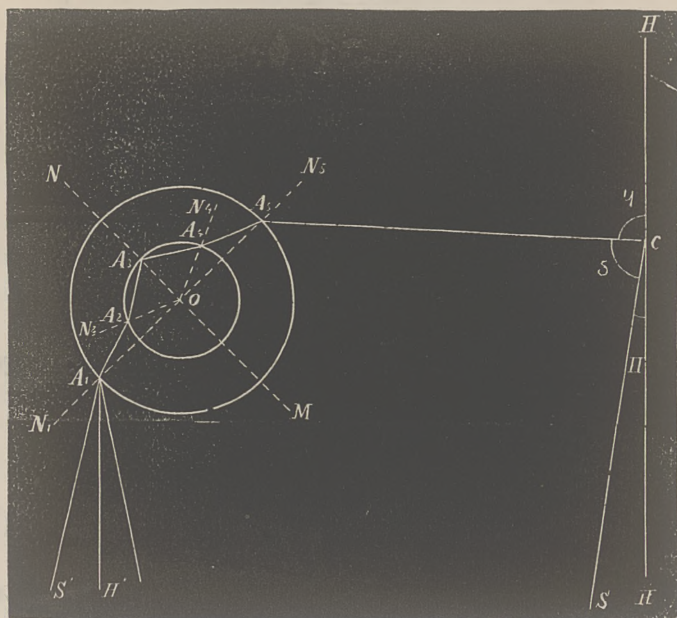
Od słońca → załamanie przy K, załamanie przy k, odbicie przy k, załamanie przy K, załamanie przy K → do oka, gdyż tutaj jedynie jeszcze możliwe kombinacyje
od słońca → załamanie przy K, odbicie przy K, załamanie przy k, załamanie przy k, odbicie przy K → do oka i
od słońca → załamanie przy K, załamanie przy k, załamanie przy k, odbicie przy K, załamanie przy k → do oka odpadają jako niemożliwe. Istnienie pierwszéj z dwóch ostatnich kombinacyj żądałoby bowiem, aby k było dość małém, a tak po odbiciu się przy K w punkcie B (fig. 1.) promień światła nie spotkałby kuli k, łamiąc się następnie przy K w punkcie C, rozszczepiłby się tak, iż powstałaby tęcza barwna. Dętka deszczowa bowiem z przyczyny że kula K w takim razie nie bierze udziału ani w załamywaniu ani w odbijaniu promieni światła, zachowuje się zupełnie jak pełna kropla deszczowa, a więc daje początek tęczy barwnéj.



Dla podobnéj przyczyny, druga z ostatnich dwóch kombinacyj jest również niedopuszczalną.

Na obocznéj figurze (fig. 2.) droga promienia świetlnego przedstawioną jest (podług pierwszego szematu) liniją łamaną

$S'A_1A_2A_3A_4A_5C$.



Promień światła białego $S'A_1$ doznaje przeto następujących zmian swego kierunku. Przy wejściu do K w punkcie A_1 ulega załamaniu ku normalnéj padania, w punkcie A_2 drugiemu załamaniu od normalnéj padania, w A_3 odbiciu, w A_4 trzeciemu załamaniu ku normalnéj padania, w A_5 czwartemu załamaniu od normalnéj padania, poczem dostaje się do oka C. Linie kropkowane oznaczają odpowiedne normalne padania, prosta HH przedstawia przecięcie poziomu z płaszczyzną przechodzącą przez środek O dętki deszczowéj, oko i słońce; promienie obu kul niech się nazywają A i a.

Odpowiedne kąty padania i załamania oznaczone są na fig. 2. głoskami i, r, i′, r′, r″, i‴, tak że

$$\angle S'A_1N_1 = i,\ OA_1A_2 = r,\ A_1A_2N_2 = i',\ OA_2A_3 = OA_3A_2 = OA_4A_3 = r'$$
$$A_5A_4N_4 = r'',\ OA_5A_4 = i'',\ CA_5N_5 = i'''.$$

Oznaczymy teraz związki zachodzące między tymi kątami a ilościami A, a, n, gdzie n jest wykładnikiem załamania światła.

W punkcie A_1 mamy bezpośrednio

$$\sin i = n \sin r \qquad (1)$$

z trójkąta A_1OA_2

$$\sin i' = \frac{A}{a} \sin r \qquad (2)$$

dalej w punkcie A_2

$$\sin r' = n \sin i' \qquad (3)$$

w punkcie A_4

$$\sin r' = n \sin r'' \qquad (4)$$

z trójkąta A_4OA_5

$$\sin r'' = \frac{A}{a} \sin i'' \qquad (5)$$

wreszcie w punkcie A_5

$$\sin i''' = n \sin i'' \qquad (6)$$

Oznaczywszy dla skrócenia stosunek $\frac{a}{A}$ przez μ, wyrazimy wszystkie tu wchodzące kąty zapomocą trzech ilości i, n, μ. Z ostatnich równań otrzymamy z łatwością

$$\left.\begin{array}{lll} \sin r = \frac{\sin i}{n}, & \sin i' = \frac{\sin i}{n\mu}, & \sin r' = \frac{\sin i}{\mu} \\ r'' = i', & i'' = r, & i''' = i \end{array}\right\} \qquad (7)$$

To poucza że prosta MON jest osią symmetryi pasma łamanego $S'A_1 \ldots A_5C$.

W i e l k o ś ć o d c h y l e n i a δ jakiego promień światła doznaje po wyjściu z dętki, od swego pierwotnego kierunku $S'A_1$ oznaczymy summując zmiany kierunku promienia $S'A_1$ w punktach A_1, A_2, A_3, A_4, A_5. Znajdziemy w ten sposób

$$\delta = (i - r) + (i' - r') + (\pi - 2r') + (r'' - r') + (i''' - i'')$$

czyli bacząc na (7)

$$\delta = \pi + 2\,(i + i' - r - 2r') \qquad (8)$$

II

Rozszczepione promienie światła słonecznego, odpowiadające rozmaitym wartościom na kąt padania i, wychodząc z dętki dają w ogólności światło rozprószone, a tylko wtedy mogą sprawić w oku wrażenie pewnéj barwy, jeżeli pewna ich ilość wychodzi z dętki tworząc pęk równoległych promieni pewnéj barwy. Takie promienie świetlne, zwane w optyce s k u t e c z n y m i p r o m i e n i a m i ś w i a t ł a, muszą oczywiście posiadać równe odchylenia δ niezależne od ich kąta padania: warunkiem ich istnienia będzie przeto równanie

$$\delta = \text{stałéj od i niezależnéj}$$

czyli $$\frac{d\delta}{di} = o \qquad (9)$$

gdzie znak $\frac{d}{di}$ oznacza pochodną cząstkową względem i.

Ponieważ jakąkolwiek miałaby być tęcza, czy barwna czy bezbarwna, skuteczne promienie światła istnieć muszą, przeto równanie (9) jest warunkiem koniecznym, chociaż niedostatecznym istnienia tęczy bezbarwnéj.

Dalszym warunkiem istnienia takiéj tęczy będzie oczywiście niezależność odchylenia δ od wykładnika załamania n, różnego dla promieni rozmaitych barw, jakie zawiera światło słoneczne. Ażeby bowiem widmo powstałe z rozszczepienia światła białego w dętce deszczowéj było bezbarwném, skuteczne bromienie światła dla rozmaitych barw winny opuścić dętkę deszczową w kierunku równoległym tj. odchylenie δ powinno być stałém dla promieni światła każdéj łamliwości n_1, n_2, n_3, ... co wyrazimy pisząc

$$\delta = \text{stałéj od n niezależnéj}$$

czyli $$\frac{d\delta}{dn} = o \qquad (10)$$

Warunkiem istnienia tęczy w ogólności jest przeto równanie (9), warunkiem jéj bezbarwności równanie (10).

Zauważmy nasamprzód ostatnie równanie. Podług (8) otrzymamy

$$\frac{di'}{dn} + \frac{di'}{dn} - \frac{dr}{dn} - 2\frac{dr'}{dn} = o \quad ,$$

a ponieważ kąty i i r' niezależą od n (patrz równ. 7) przeto prościej

$$\frac{di'}{dn} - \frac{dr}{dn} = o \quad .$$

Z pierwszego i drugiego równania (7) otrzymamy cząstkowem różniczkowaniem co do n

$$\frac{dr}{dn} = -\frac{\sin i}{n^2 \cos r}\ , \quad \frac{di'}{dn} = -\frac{\sin i}{\mu n^2 \cos i'}\ ,$$

a podstawiając te wartości w ostatnie równanie, znajdziemy skracając przez $-\frac{\sin i}{n_2}$

$$\cos r = \mu \cos i'$$

Z równań (7) otrzymujemy wszelako

$$\sin r = \mu \sin i' \quad ;$$

podnosząc oba te równania do kwadratu i dodając stronami

$$\cos^2 r + \sin^2 r = \mu^2 (\cos^2 i' + \sin^2 i')$$

czyli $\mu^2 = 1$

a stąd $\mu = 1 \, , \; A = a \, , \; A - a = o$

tj. grubość warstewki wodnéj w dętce deszczowéj musiałaby być zerem, co jest oczywiście niemożliwém. Stąd wnosimy iż hypoteza na początku uczyniona nie zdolną jest wytłómaczyć zjawiska tęczy zupełnie bezbarwnéj.

Z tego powodu nie ma już potrzeby uwzględniania warunku (9).

Z rezultatu przeczącego, jaki otrzymaliśmy, dadzą się jednak pewne ciekawe wysnuć wnioski i to nas skłania, że jeszcze kilka słów w tym przedmiocie wypowiemy.

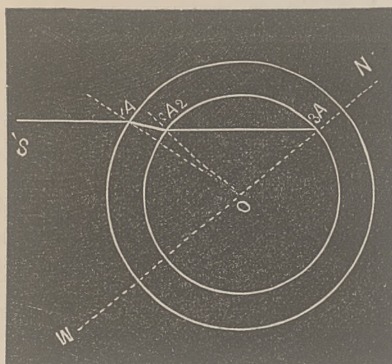
Odstąpmy po części od pierwotnego żądania tęczy doskonale bezbarwnéj. Wszakże i narzędzia optyczne, zwane achromatycznemi, nie dają zupełnie bezbarwnych obrazów, lecz otoczone obwódkami barwnemi t. z. drugorzędnéj chromazyi. Poprzednia nasza teorya, w tym kierunku zmieniona zdolną jest, jak wkrótce zobaczymy dać zaspakajające wyniki.

Doszliśmy do niemożliwego równania

$$\mu = 1$$

żądającego, aby grubość warstewki wodnéj w dętce deszczowéj była zerem. Naprowadza to na myśl, iż gdy grubość wspomnianéj warstewki wodnéj założymy bardzo małą w porównaniu z wymiarami dętki, otrzymamy tęczę wprawdzie nie całkiem bezbarwną, tak słabo jednak zabarwioną, iż na tle chmur, które jak wiadomo w odbitém świetle nie całkiem są bezbarwnemi, barwa jéj dla zwykłego oka wyda się białą. Skłaniamy się zaś tém bardziéj do tego przypuszczenia, iż z opisów t. z. bezbarwnych tęcz wynika, iż barwa ich raczéj szarawo białą, niż białą się wydawała, że więc nie nastąpiło dokładne pomięszanie barw rozszczepionego światła słonecznego. W takiem przypuszczeniu będą miały miejsce poniższe rozwinięcia mające za cel wyszukanie warunków tęczy „najdokładniejszéj możliwéj bezbarwności".

Wrazie gdy powierzchnie kul K i k znajdują się bardzo blisko siebie, możemy przypuścić, że kierunek promienia $A_2 A_3$ jest równoległym do $S'A_1$ (fig. 3), gdyż wówczas cząstki powierzchni



obu kul przy A_1 i A_2, za równoległe płaszczyzny uchodzić mogą. Wynika to zresztą i z równań (7) dla μ bardzo bliskiego jedności. Jeżeli tak, to przedłużona normalna padania OA_2 przetnie przedłużony kierunek padającego promienia $S'A_1$ i prostą A_2A_3 pod tym samém kątem. Pierwszy zostaje przeciętym przez normalną OA_2 pod kątem $(i + i' - r)$, zaś prosta A_2A_3 pod kątem r'. Gdyby przeto równoległość wspomniana była bezwzględnie prawdziwą mielibyśmy

$$(i + i') - r = r'$$

czyli
$$(i + i') - (r + r') = o.$$

Ponieważ powyższy warunek nie całkiem się spełnia, przeto oznaczywszy przez ε małutki kącik stający się zerem, gdy μ staje się jednością, otrzymamy

$$(i + i') - (r + r') = \varepsilon \qquad (11)$$

a zarazem

$$\mu = 1 - \lambda \qquad (12)$$

gdzie λ jest ilością bardzo małą zdażającą wraz z ε do zera.

Szukajmy różnicy

$$\sin (i + i') - \sin (r + r') = \triangle \qquad (13)$$

Widocznie mamy w tym razie

$$\triangle = 2 \cos \frac{i + i' + r + r'}{2} \sin \frac{(i + i') - (r + r')}{2}$$

$$= 2 \cos \frac{i + i' + r + r'}{2} \sin \frac{\varepsilon}{2}$$

skąd widać, że przypuszczając ε niezmienném ilość $\triangle$ staje się tém bliższą zera, im bardziéj kąt

$$\frac{i + i' + r + r'}{2}$$

zbliża się do wartości $\frac{\pi}{2}$. Założmy więc

$$\frac{i + i' + r + r'}{2} = \frac{\pi}{2}$$

czyli $(i + i') + (r + r') = \pi$

to z uwagi na (11) otrzymamy

$$i + i' = \frac{\pi}{2} + \frac{\varepsilon}{2},\ i' = \frac{\pi}{2} - \left(i - \frac{\varepsilon}{2}\right)$$

a więc

$$\sin i' = \cos\left(i - \frac{\varepsilon}{2}\right) = \cos i + \frac{\varepsilon}{2} \sin i$$

a bacząc na (7) i (12) po opuszczeniu kwadratów i wyższych potęg ilości ε i λ

$$\mathrm{tg} i = n\left(1 - \lambda + \frac{n}{2}\varepsilon\right). \qquad (14)$$

Oznaczywszy zatém przez J wartość na kąt padania *i* wówczas gdy λ i ε dążą do zera, napiszemy

$$\mathrm{tg} J = n \qquad (15)$$

Gdy kąt padania *i* posiada wartość oznaczoną równaniem (14), to $\triangle$ staje się zerem, więc podług równania (11) także $\varepsilon = o$; jeżeli zaś *i* ma wartość oznaczoną równaniem (15), $\triangle$ staje się bliskiem zera a to samo i ε. Promienie A_2A_3 postępują wówczas prawie równolegle do $S'A_1$, będą zatém także między sobą prawie równoległe, a ponieważ prosta MON jest osią symetryi pasma łamanego $S'A^1 \ldots\ldots A_5C$ przeto pęk promieni A_3A_4 będzie prawie równoległym do promieni A_5C. Ten ostatni pęk promieni składać się będzie tedy z promieni barwnych, lecz prawie równoległych, tak iż w oku C sprawi wrażenie światła białego.

Oznaczmy teraz wielkość zachodzącego rozszczepienia (dispersyi). Z równań (7) dla wartości (15) mamy opuszczając potęgi λ wyższe nad pierwszą

$$\left.\begin{aligned} \sin R &= \frac{\sin J}{n} = \frac{\sin J}{\mathrm{tg}\, J} = \cos J \\ \sin J' &= (1 + \lambda) \sin R \\ \sin R' &= (1 + \lambda) \sin J \end{aligned}\right| \qquad (16)$$

gdzie R, J', R', są wartościami na kąty r, r', r' odpowiadającemi wartości J na kąt padania *i*. Stąd mamy nasamprzód

$$R = \frac{\pi}{2} - J$$

a przybliżone wartości kątów J' i R' obliczymy w następujący sposób. Ponieważ λ jest ilością bardzo małą, przeto kąt J' jest prawie równym kątowi R, co napiszemy

$$J' = R + \eta$$

gdzie η oznacza malutki kącik stający się zerem wraz z λ. Stąd otrzymamy

$$\sin J' = \sin R + \cos R.\ \eta$$

ponieważ dostawa bardzo małego kąta równa się jedności, wstawa zaś samemu łukowi. Porównywując to z powyższą wartością (16) na sin J', otrzymamy

$$\eta = \lambda \operatorname{tg} R$$

tak że

$$J' = R + \lambda \operatorname{tg} R \qquad (17)$$

a podobnie

$$R' = J + \lambda \operatorname{tg} J \qquad (18)$$

Zatém wzór (8) będzie taraz

$$\delta = \pi - 2J - 2\lambda\,(2\operatorname{tg} J - \operatorname{tg} R)$$

a bacząc na wartość kąta R i równanie (15)

$$\delta = \pi - 2J - 2\lambda \left(2n - \frac{1}{n}\right). \qquad (19)$$

Dlatego samego promienia światła białego, a skrajnych wykładników załamania będzie raz

$$\delta_1 = \pi - 2J - 2\lambda \left(2n_1 - \frac{1}{n_1}\right)$$

drugi raz

$$\delta_2 = \pi - 2J - 2\lambda \left(2n_2 - \frac{1}{n_2}\right)$$

a więc wielkość rozszczepienia

$$\varrho = \delta_1 - \delta_2 = 2 \left(2n_2 - 2n_1 - \frac{1}{n_2} + \frac{1}{n_1}\right) \lambda \qquad (20)$$

Wysokość tęczy *h* znajdziemy bacząc iż (fig. 2)

$$\delta + H + h = \pi$$

więc podług (19)

$$h = 2J + 2 \left(2n - \frac{1}{n}\right) \lambda - H \qquad (21)$$

rozumiejąc tutaj przez *n* wykładnik załamania dla promieni żółtych (średnich) tj:

$$n = 1{\cdot}333$$

Szérokość tęczy będzie równą różnicy między skrajnemi odchyleniami δ' i δ'' odpowiadającemi skrajnym wykładnikom załamania n_1 i n_2. Podług (19) napiszemy

$$\delta' = \pi - 2J_1 - 2 \left(2n_1 - \frac{1}{n_1}\right) \lambda$$

$$\delta'' = \pi - 2J_2 - 2 \left(2n_2 - \frac{1}{n_2}\right) \lambda$$

gdzie

$$\operatorname{tg} J_1 = n_1 \quad , \quad \operatorname{tg} J_2 = n_2 \qquad (22)$$

więc szérokość tęczy

$$b = \delta' - \delta'' = 2\,(J_2 - J_1) + 2\left(2n_2 - 2n_1 - \frac{1}{n_2} + \frac{1}{n_1}\right)\lambda \quad (23)$$

Biorąc

$n_1 = 1{\cdot}331$ dla promieni czerwonych

$n_2 = 1{\cdot}344$ „ „ fiołkowych

znajdziemy podług 22.

$$J_1 = 53^0 5' \qquad J_2 = 53^0 21'$$

a tak samo obliczywszy ϱ, h, b podług wzorów (20), (21), (23) otrzymamy

$$\varrho = 0{\cdot}066.\,\lambda$$

czyli zamieniając liczbę łukową 0·066 na kątową

$$\varrho = 179{\cdot}9'\,\lambda \qquad (20')$$

Z (15) dla średnich promieni znajdziemy

$$J = 53^0 8'$$

więc

$$h = 106^0 16' + 3{\cdot}833\,\lambda - H \qquad (21')$$

wreszcie

$$b = 32' + 179{\cdot}9'\,\lambda \qquad (23')$$

Według Helmholtz'a [1]) przedmiot średnio oświetlony przestaje być widzialnym, skoro kąt widzenia stanie się mniejszym od jednéj minuty — przypuszczając, że kąt widzeuia ϱ widma powstałego z rozszczepienia światła w dętce deszczowéj tyleż wynosi, otrzymamy z (20') w okrągłéj liczbie

$$\lambda \leqq \frac{1}{180}$$

jako warunek, aby tęcza choć nie bezwzględnie, to jednak fizyjologicznie, oku okazała się bezbarwną.

IV.

Kończąc rzecz tutaj poruszoną, pozwolę sobie zestawić rezultaty powyższego poszukiwania, dla lepszego przeglądu. Są one

1. Bezwzględnie bezbarwna tęcza w warunkach dotąd jéj przepisywanych, jest niemożliwą.

2. Chcąc jednak ocalić hypotezę takiego powstawania tęczy bezbarwnéj, należy przypuścić że stosunek grubości warstewki

---

1) H. Helmholtz Handbuch der physiolog. Optik str. 215 i 216.

wodnéj w dętce deszczowéj do jéj promienia nie przekracza ułamka $\frac{1}{180}$, a promienie słońca padają na dętkę pod kątem polaryzacyi J = 53°8′, tak że

$$\text{tg } J = n.$$

Wówczas rozszczepienie nie wynosi nawet 1′, a tęcza zwykłemu oku wydaje się bezbarwną. Taka tęcza jest w tych warunkach tęczą największéj możliwéj bezbarwności.

Gdy grubość warstewki wodnéj jest stosunkowo znaczniejszą, tęcza z powodu niedokładnego pomięszania barw okaże się szarawo białą, szarą lub nawet barwną.

4. Wysokość tęczy oznaczoną jest wzorem (21′). Dla $\lambda = \frac{1}{180}$ wartością jéj jest

$$h = 107^{0}29' - H$$

gdzie H oznacza wysokość słońca nad poziom.

5. Szérokość tęczy wreszcie znachodzi się równaniem

$$b = 32' + 179{\cdot}9'\,\lambda,$$

gdzie λ jest stosunkiem grubości warstewki wodnéj do promienia dętki. Obserwując szérokość b tęczy, znaleść można wspomniany stosunek

$$\lambda = \frac{b - 32'}{179{\cdot}9'}$$

ciekawy dla meteorologa tem bardziéj, ile że jak wiemy jest tak małym, iż bezpośrednim pomiarem znalezionym być nie mógłby.

Punkty (2) i (4) stanowią probierz podanéj teoryi powstawania tęczy bezbarwnéj. Według (2) światło padając na dętkę zatem i ją opuszczając pod kątem polaryzacyi musi być znacznie spolaryzowaném w płaszczyźnie prostopadłéj do płaszczyzny przesuniętéj przez słońce, oko i środek dętki deszczowéj tak, że drgania cząstek eteru odbywają się właśnie w powyższéj płaszczyźnie [1]. Światło bezbarwnéj tęczy musi być przeto o wiele znaczniéj spolaryzowaném, aniżeli światło słoneczne odbite od reszty chmury, co więcéj że ostatnie światło może być spolaryzowane tylko w płaszczyźnie odbicia, więc prostopadłéj do powyższéj płaszczyzny polaryzacyi światła tęczy bezbarwnéj, a to charakterystyczne zachowanie się światła tęczy bezbarwnéj należałoby analizatorem sprawdzić. Patrząc więc przez analizator na tęczę bezbarwną, powinniśmy ją widzieć przy pewnem położeniu analizatora

¹) Wuellner. Lehrbuch der Experimentalphysik Tom 2, str. 448.

jako jasną smugę, po obróceniu zaś analizatora o 90^0 winna tęcza sprawić w oku wrażenie ciemnej wstęgi.

Według punktu (4) zaś suma wysokości słońca H i tęczy h ma posiadać wartość prawie stałą i równą 107^0 29', co może łatwo uledz sprawdzeniu bezpośrednim pomiarem np. zapomocą sekstantu.

Chociaż dotychczas nie miałem sposobności sprawdzenia w ten sposób wyłożonéj powyżéj teoryi, to jednak sądzę, że zawiera ona w sobie rzeczy zasługujące na uwagę. Gdyby nawet teoryja ta niedoznała sprawdzenia sposobami jakie wyżéj podałem, to jednak punkt 1. pozostanie nienaruszonym. Byłoby to wówczas niezbitym dowodem, że dotychczasowa hypoteza jest błędną, że zatém w czém inném należy szukać przyczyny w mowie będącego zjawiska.

Pisałem we Lwowie w grudniu 1876 roku.

